PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1918. Redaktionsschluß für No. 4 am 23. Januar 1918. 19. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Lichte, Energieabsorption in Schallantennen erster Ordnung. S. 17.

E. Schrödinger, Über ein Lösungssystem der allgemein kovarianten Gravitationsgleichungen. S. 20.

M. Reinhold, Beobachtung der Horizontalintensität des Erdmagnetismus mit dem Spulenmagnetometer von C. Dieterici. S. 22.

M. v. Laue, Nachtrag zu: Temperatur- und Dichteschwankungen. S. 23.

P. Scherrer, Das Raumgitter des Aluminiums. S. 23.

Besprechungen:

P. Eversheim, Angewandte Elektrizitätslehre. S. 28.

H. Lorenz, Ballistik. Die mechanischen Grundlagen der Lehre vom Schuß. S. 28.

O. Grotrian, Die Geometrie der Gleichstrommaschine. S. 29.

B. Glatzel, Elektrische Methoden der Momentphotographie. S. 29.

W. Winkelmann, Das Fernsprechwesen. I. II. S. 29.

F. F. Martens, Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik. I. II. S. 30.

B. Glatzel, Methoden zur Erzeugung von Hochfrequenzenergie. S. 30.

Briefkasten:

St. Meyer u. E. v. Schweidler, Die Nomenklatur der Radioelemente. S. 30.

Personalien. S. 32.

Angebote. S. 32.

Gesuche. S. 32.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Energieabsorption in Schallantennen erster Ordnung.

Von H. Lichte.

Das Geschwindigkeitspotential der von einer mit beliebiger Normalgeschwindigkeit schwingenden Kugeloberfläche herrührenden Störung wird allgemein durch eine Reihe von Laplaceschen Funktionen verschiedener Ordnungen ausgedrückt[1]). Der wichtigste Fall ist der, wo die Kugel symmetrisch um den Mittelpunkt schwingt, d. i. so, daß je zwei diametral gegenüberliegende Punkte sich in einem bestimmten Momente mit gleicher Geschwindigkeit nach entgegengesetzten Richtungen bewegen. Das Geschwindigkeitspotential wird in diesem Falle durch eine Kugelfunktion der Ordnung Null dargestellt, die dem Potentiale einer einfachen Schallquelle, die im Mittelpunkte der Kugel liegt, entspricht. Für eine in dieser Weise schwingende, pulsierende Kugel ist die Bezeichnung „Strahler nullter Ordnung" vorgeschlagen worden[2]).

Weiter interessiert der Fall, wo eine starre Kugel um eine Gleichgewichtslage hin- und herschwingt. Hier wird die Bewegung durch ein Glied der Ordnung 1 dargestellt, das dem Potential einer Doppelquelle entspricht, die im Mittelpunkt der Kugel gelegen ist und aus zwei gleich großen, aber entgegengesetzten, auf der Bewegungsachse liegenden Quellen zusammengesetzt ist, deren Abstand voneinander sehr klein und deren Ergiebigkeiten so groß sind, daß das Produkt aus Ergiebigkeit und Abstand der Quellen (das Moment der Doppelquelle) von endlicher Größe ist[3]). Eine in dieser Weise oszillierende Kugel werde kurz „Strahler erster Ordnung" genannt[1]).

Man kann sich den Vorgang auch so vorstellen, daß die Kugeloberfläche durch eine Knotenlinie in zwei gleich große Teile geteilt wird, von denen in einem bestimmten Moment der eine positiv, d. i. nach außen, der andere negativ, d. i. nach innen schwingt; in der nächsten Halbperiode dreht sich der Vorgang um. Während also von einem Teil eine Verdichtungswelle ausgeht, geht vom anderen Teil eine Verdünnungswelle aus.

Die Zerlegung der Oberfläche in abwechselnd positiv und negativ schwingende Teile kann man sich nun beliebig fortgesetzt denken. Die Bewegung der Kugel wird dann durch Kugelfunktionen entsprechender Ordnung dargestellt. Doch haben die Strahler höherer als erster Ordnung zunächst geringere praktische Bedeutung.

Die Kugelform des Strahlers, von der hier zunächst gesprochen worden ist, ist für den Vorgang der Schallausbreitung unwesentlich. Die Behandlung aller praktisch vorkommenden Fälle von Strahlern läßt sich mittels der für die kugelförmigen Strahler geltenden Beziehungen bewerkstelligen. Solche Rechnungen sind beispielsweise für die „Kolbenmembran" (eine starre kreisförmige Platte, die in einer gleich großen kreisförmigen, aus einer unendlich großen starren ebenen Platte ausgeschnittenen Öffnung schwingt) und für am Rande fest eingespannte kreisförmige Membranen durchgeführt worden[2]). Die Schwingung jedes Strahlers läßt sich beschreiben durch eine Gleichung von der Form

$$M\ddot{\xi} + w_\Sigma \cdot \dot{\xi} + \mu\xi = K. \qquad (1)$$

1) Rayleigh, II, 267ff.
2) Hahnemann u. Hecht, diese Zeitschr. 17, 601 bis 609, 1916.
3) Rayleigh, l. c.

1) Hahnemann u. Hecht, diese Zeitschr. 18, 261 bis 270, 1917.
2) Hahnemann u. Hecht, l. c.

Hier bedeuten:
ξ die Amplitude des Strahlers,
$\dot{\xi}, \ddot{\xi}$ die zeitlichen Ableitungen von ξ,
$\mu\ddot{\xi}$ die rücktreibende Kraft,
K die äußere auf den Strahler wirkende Kraft.

M ist die gesamte schwingende Masse, die sich zusammensetzt aus der Masse des Strahlers und der mitschwingenden Mediummasse. Das Glied $w_\Sigma \dot{\xi}$, das herrührt von der Reaktion des Mediums, in dem der Strahler schwingt[1]), hat eine allmähliche Abnahme der Schwingung infolge Energiestrahlung zur Folge. Wegen der Analogie elektrischer Erscheinungen werde w_Σ der akustische Strahlungswiderstand genannt.

Handelt es sich um einen schallaufnehmenden Empfänger (Schallantenne), so tritt zu dem Gliede $w_\Sigma \dot{\xi}$ noch ein Glied $w_r \dot{\xi}$ hinzu, das der in der Schallantenne abgebremsten Energie Rechnung trägt (w_r = akustischer Bremswiderstand).

Die mitschwingende Mediummasse und der akustische Strahlungswiderstand sind von Rayleigh für Strahler nullter und erster Ordnung berechnet worden[2]), womit die vollständigen Schwingungsgleichungen der Schallantennen nullter und erster Ordnung gegeben sind, die uns gestatten, die von einer in einem Schallfeld befindlichen Schallantenne aufgenommene Energie und ihre Rückwirkung auf das primäre Feld zu berechnen. Diese Rechnung ist für eine Schallantenne nullter Ordnung, die Kolbenmembran, bereits durchgeführt worden[3]). Im folgenden sollen die Verhältnisse für eine Schallantenne erster Ordnung von der Kugelform mitgeteilt werden.

Nach Rayleigh[2]) ist die beim Strahler erster Ordnung mitschwingende Mediummasse

$$m_1 = \frac{2 + \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^2}{4 + \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^4} \cdot \frac{4\pi R^3 \sigma}{3}, \qquad (2)$$

wo R der Kugelradius,
λ die Wellenlänge,
σ die Dichte des Mediums bedeuten.

Ist der Kugelradius klein gegen die Wellenlänge — dieser Fall soll hier betrachtet werden — so ist

$$m_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{4\pi R^3 \sigma}{3}. \qquad (2a)$$

Ferner werde von Rayleigh[1]) der Wert für die Strahlungsdämpfung entnommen

$$w_\Sigma = \frac{\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^3}{4 + \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^4} \cdot \frac{2\pi a}{\lambda} \cdot \frac{4\pi R^3 \sigma}{3}, \qquad (3)$$

der für einen gegen die Wellenlänge kleinen Radius übergeht in

$$w_\Sigma = \frac{1}{4}\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^3 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) a \cdot \frac{4\pi R^3 \sigma}{3}. \qquad (3a)$$

Endlich ist noch die die Kugel bewegende äußere Kraft zu berechnen. Es treffe auf die Kugel ein Zug ebener Schallwellen von einfach harmonischem Typ. Das Potential der ungehemmten ebenen Wellen sei (in komplexer Form geschrieben)

$$\varphi = A \cdot e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(at+x)}, \qquad (4)$$

dem die Druckwelle

$$p = -i\frac{2\pi}{\lambda} a\sigma A\, e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(at+x)} = P_0 e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(at+x)}$$

entspricht. (5)

Die die Kugel bewegende Kraft ist die Differenz der Schalldrucke auf die beiden Kugelhälften, die auf der der Richtung, aus der die Schallwellen kommen, zugewandten und der ihr abgewandten Seite liegen. Nun ist für einen beliebigen Punkt der Kugeloberfläche — der Mittelpunkt der Kugel sei als Anfangspunkt von Polarkoordinaten gedacht — das Potential

$$\varphi = A\, e^{i\frac{2\pi}{\lambda}at}\, e^{i\frac{2\pi R}{\lambda}\cos\vartheta},$$

wo ϑ der Winkel ist, den der dem betrachteten Punkt zugehörige Kugelradius mit der Richtung, aus der die Wellen kommen, bildet. Der entsprechende Druck ist:

$$p = P_0\, e^{i\frac{2\pi}{\lambda}at}\, e^{i\frac{2\pi R}{\lambda}\cos\vartheta}$$

die die Kugel bewegende Kraft, wenn man $\cos\vartheta = \gamma$ setzt, also

$$K = -2\pi R^2 \cdot P_0 e^{i\frac{2\pi}{\lambda}at} \int_{+1}^{-1} e^{i\frac{2\pi R}{\lambda}\gamma}\, \gamma\, d\gamma$$

$$= -4\pi R^2 \cdot P_0 \left[\frac{i\cdot\lambda}{2\pi R}\cos\frac{2\pi R}{\lambda} - \right.$$

$$\left. - i\left(\frac{\lambda}{2\pi R}\right)^2 \sin\frac{2\pi R}{\lambda}\right] \cdot e^{i\frac{2\pi}{\lambda}at},$$

oder in reeller Form geschrieben

1) Rayleigh, l. c.
2) Rayleigh, l. c.
3) Lichte, diese Zeitschr. 18, 393—395, 1917.
Es sei hier ein Fehler berichtigt: Gleichung (32) muß heißen: $B = 2\pi n \cdot 2F\xi$. Berücksichtigt man dies, so ergibt sich für das Amplitudenverhältnis von sekundärer zu primärer Welle (31) $\alpha = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{r}$ und für den Störungsradius (39) $r_s = 32\lambda$.

$$K = 4\pi R^2 P_0 \left[\frac{\lambda}{2\pi R} \cos\frac{2\pi R}{\lambda} - \left(\frac{\lambda}{2\pi R}\right)^2 \sin\frac{2\pi R}{\lambda} \right] \sin \omega t, \quad (6)$$

wo $\frac{2\pi}{\lambda} a = \omega$ gesetzt ist.

Für Kügeln, deren Radius klein ist zur Wellenlänge, geht dieser Ausdruck über in

$$K = -\frac{1}{3} \cdot 4\pi R^2 \cdot P_0 \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right) \sin \omega t. \quad (6a)$$

Man ist somit in der Lage, die vollständige Schwingungsgleichung für die Schallantenne erster Ordnung, die sich in einem Feld ungedämpfter ebener Schallwellen befindet, hinzuschreiben. Falls die Dimensionen der Schallantennen klein sind zur Wellenlänge, lautet sie:

$$\left(m + \frac{1}{2}\frac{4\pi R^3 \sigma}{3}\right)\ddot{\xi} + \left(w_r + \frac{1}{4}\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^3 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot \frac{4\pi R^3 \sigma}{3}\right)\dot{\xi} + \mu\xi = -\frac{1}{3} 4\pi R^2 \cdot P_0 \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right) \sin \omega t. \quad (7)$$

Im stationären Zustand ist also

$$\xi = \frac{-\frac{1}{3} 4\pi R^2 \cdot P_0 \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)}{\left(m + \frac{1}{2}\frac{4\pi R^3 \sigma}{3}\right) \cdot \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}} \times \sin(\omega t - \Theta), \quad (8)$$

wo

$$\omega_0^2 = \frac{\mu}{m + \frac{1}{2}\frac{4\pi R^3 \sigma}{3}},$$

$$2\delta = \frac{w_r + \frac{1}{4}\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^3 \frac{2\pi}{\lambda} a \cdot \frac{4\pi R^3 \sigma}{3}}{m + \frac{1}{2}\frac{4\pi R^3 \sigma}{3}},$$

und

$$\Theta = \operatorname{arc\,tg} \cdot \left(\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)$$

gesetzt ist.

Die Abhängigkeit der Amplitude von der Frequenz der aufgeprägten Schwingung ist, wie zu erwarten war, bei der Antenne erster Ordnung dieselbe, wie bei der Antenne nullter Ordnung. Sie erreicht ein Maximum, wenn die Frequenz der aufgeprägten Kraft übereinstimmt mit der Eigenschwingung der Antenne. Auch hier interessiert in erster Linie die nutzbar absorbierte Energie, die man unter Zuhilfenahme der elektrischen Analogie zu

$$L_n = \frac{1}{2} w_r \cdot \dot{\xi}^2$$

findet. Im Resonanzfall erreicht sie, wie ohne weiteres ersichtlich, den Wert

$$L_n = \frac{1}{2} w_r \cdot \left(\frac{\frac{1}{3} 4\pi R^2 \cdot P_0 \cdot \frac{2\pi R}{\lambda}}{w_r + w_\Sigma}\right)^2, \quad (9)$$

der noch abhängig ist vom Verhältnis der Strahlungsdämpfung zur Nutzdämpfung. Die Energie, die maximal absorbiert werden kann, erhält man für den aus der Beziehung

$$\frac{\partial L_n}{\partial w_r} = 0$$

berechneten Wert $w_r = w_\Sigma$ zu

$$L_{n\max} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{3} 4\pi R^2 \cdot P_0 \cdot \frac{2\pi R}{\lambda}\right)^2 \cdot \frac{1}{4 w_\Sigma} \quad (10)$$

oder, wenn man den Wert für w_Σ aus Gleichung (3a) einführt, zu

$$L_{n\max} = \frac{P_0^2}{2a\sigma} \cdot \frac{\lambda^2}{3\pi}. \quad (11)$$

Die im Resonanzfall bei gleicher Strahlungs- und Nutzdämpfung absorbierte Energie ist also um so größer, je größer die Wellenlänge der primären Schallwellen ist, aber unabhängig von der Größe der Schallantenne. Dies Ergebnis stimmt also qualitativ überein mit dem für die Schallantenne nullter Ordnung[1]) gefundenen und dem von Rüdenberg[2]) für die Antenne der drahtlosen Telegraphie berechneten Ergebnis.

Bedenkt man, daß $\frac{P_0^2}{2a\sigma}$ gleich der Intensität der über die Antenne hinziehenden Schallwellen ist, so liefert Gleichung (11) ohne weiteres auch das Verhältnis der von der Antenne nutzbar absorbierten Energie zu der Energiedichte im primären Strahlungsfeld zu

$$Q = \frac{\lambda^2}{3\pi}. \quad (12)$$

Die Antenne absorbiert also so viel Energie, wie im ungestörten Felde durch die Fläche $\frac{\lambda^2}{3\pi}$ senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung hindurchwandert. Der größte Radius der kreisförmigen Absorptionsfläche ist gleich

$$r_a = \frac{\lambda}{\pi\sqrt{3}} = 0{,}183\,\lambda. \quad (13)$$

Um die Größe des Störungsradius zu bestimmen, ist die Kenntnis der Rückwirkung der Schallantenne auf das primäre Feld erforderlich. Das Geschwindigkeitspotential der von einem Strahler erster Ordnung ausgehenden Wellen ist in großem Abstande vom Strahler nach Rayleigh[3])

1) Lichte, l. c.
2) Rüdenberg, Ann. d. Phys. (4) **25**, 446—466, 1908.
3) Rayleigh, l. c.

$$\psi = -\frac{R^2}{r} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(at-r)} \frac{U_1}{i\cdot\frac{2\pi R}{\lambda} + 2 - 2i\cdot\frac{\lambda}{2\pi R}},$$

wo $U_1 = \dot{\xi}\cos\vartheta$

$$= -\frac{2P_0}{a\sigma}\cdot\left(\frac{\lambda}{2\pi R}\right)^3\cos\vartheta$$

die Geschwindigkeit der Kugeloberfläche ist. Da der Kugelradius klein gegen die Wellenlänge sein soll, nimmt der Wert für ψ die Form an

$$\psi = -\frac{P_0}{a\sigma}\cdot\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2\cdot\frac{1}{r}\cos\vartheta\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(at-r\right). \quad (14)$$

Den Maximalwert erreicht es für $\vartheta = 0$. Die Amplitude des Potentials der primären Welle ist

$$\varphi = \frac{P_0}{\omega\sigma}. \quad (15)$$

Also ist das Verhältnis der Amplitude der sekundären zur primären Welle maximal

$$a = \frac{\lambda}{2\pi r}, \quad (16)$$

und das Verhältnis der Intensitäten bei stärkster Energieabsorption in der Richtung $\vartheta = 0$

$$a_i = \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2.$$

Rechnet man den Störungsbereich so weit, daß an seiner Grenze das Verhältnis der Amplituden noch 1/100 beträgt, so ergibt sich der Störungsradius

$$r_s = \frac{100}{2\pi}\lambda = 16\lambda. \quad (17)$$

Zusammenfassung.

1. Es wird die von einer Schallantenne erster Ordnung aus einem Schallfelde absorbierte Energie bestimmt. Sie ist wie beim Strahler nullter Ordnung proportional dem Quadrat der Wellenlänge, aber unabhängig von der Größe der Antenne.

2. Die Größe der Absorptionsfläche wird zu $\frac{\lambda^2}{3\pi}$ bestimmt.

3. Die Rückwirkung der Antenne auf das primäre Feld ist proportional zu λr.

Kiel, den 25. November 1917.

(Eingegangen 6. Dezember 1917.)

Über ein Lösungssystem der allgemein kovarianten Gravitationsgleichungen.

Von Erwin Schrödinger.

(Aus dem II. physikalischen Institut der k. k. Universität Wien.)

Vor einiger Zeit hat Herr Einstein[1]) ein System von Energiekomponenten der Materie $T^{\mu\nu}$ und von Schwerepotentialen $g_{\mu\nu}$ angegeben, welches die allgemein kovarianten Feldgleichungen exakt integriert und von welchem er vermutet, daß es eine Annäherung an die tatsächliche Struktur der Materie und des Raumes im großen darstellt. Es handelt sich, kurz gesagt, um ruhende inkohärente Materie, welche ein dreidimensionales, in sich geschlossenes Raumkontinuum von endlichem Gesamtinhalt und den metrischen Eigenschaften einer Hypersphäre in gleichmäßiger Dichte erfüllt[2]).

Für die Feldgleichungen wird aber dabei eine gegen die ursprüngliche[3]) etwas abgeänderte Gestalt vorausgesetzt.

Die Konzeption des in sich geschlossenen Gesamtraums scheint mir für die allgemeine Relativitätstheorie von ganz außerordentlicher Bedeutung, und zwar nicht nur — und nicht hauptsächlich — wegen des „Verödungseinwandes", von welchem Herr Einstein ausgegangen war; den Hauptwert lege ich vielmehr darauf, daß die allgemeine Relativitätstheorie durch Weiterführung dieses Gedankens das zu werden verspricht, was ihr Name besagt und was sie — nach meiner Ansicht — bisher nur formal, nur sozusagen auf dem Papier gewesen ist[4]).

Unter diesen Verhältnissen ist es wohl nicht ohne Interesse, zu bemerken, daß das völlig analoge System von Lösungen auch schon für die Feldgleichungen in ihrer ursprünglichen Gestalt — ohne die von Herrn Einstein l. c. hinzugefügten Glieder — existiert. Der Unterschied ist äußerlich ganz geringfügig: Die Potentiale bleiben ungeändert, nur der Energietensor der Materie erhält eine andere Gestalt. Das System der $g_{\mu\nu}$ lautet also [vgl. Einstein l. c. Gleichungen (7), (8) und (12)]:

$$g_{41} = 1 \quad g_{14} = g_{24} = g_{34} = 0, \quad (1)$$

$$g_{\mu\nu} = -\left(\delta_{\mu\nu} + \frac{x_\mu x_\nu}{R^2 - x_1^2 - x_2^2 - x_3^2}\right);$$

$$\mu, \nu = 1, 2, 3.$$

1) A. Einstein, Berl. Ber. 1917, S. 142. In der Folge mit l. c. zitiert!

2) Richtiger wäre es vielleicht zu sagen: „bildet" (statt „erfüllt").

3) A. Einstein, Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Leipzig, J. A. Barth, 1916.

4) Man vergleiche besonders De Sitter, Amst. Proc. 19, 527, 1917, dann Einstein l. c. S. 147.

$$\delta_{\mu\nu} = \begin{matrix} 0 \\ 1 \end{matrix} \Big\} \text{ wenn } \nu \begin{Bmatrix} \neq \\ = \end{Bmatrix} \mu .$$

Nimmt man nun für den gemischten Energietensor der Materie zunächst nur an, daß die Komponenten mit ungleichen Indizes verschwinden[1]):

$$|T_\mu^\nu| = \begin{vmatrix} T_1^1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & T_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T_3^3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & T_4^4 \end{vmatrix}, \qquad (2)$$

so sind die Feldgleichungen:

$$-\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\begin{Bmatrix} \mu\nu \\ \alpha \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} \mu\alpha \\ \beta \end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} \nu\beta \\ \alpha \end{Bmatrix} + \frac{\partial^2 \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\mu \partial x_\nu} - \\ - \begin{Bmatrix} \mu\nu \\ \alpha \end{Bmatrix} \frac{\partial \lg \sqrt{-g}}{\partial x_\alpha} = -\varkappa\left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T\right) \qquad (3)$$

erfüllt, wofern nur

$$T_1^1 \equiv T_2^2 \equiv T_3^3 \equiv \frac{1}{3} T_4^4 \equiv \frac{1}{\varkappa R^2} \equiv \text{const.} \qquad (4)$$

Die Rechnung bietet nicht die geringsten Schwierigkeiten, sie verläuft genau wie bei Einstein l. c. Höchstens wäre in logischer Beziehung zu bemerken:

$\varkappa$ und R müssen natürlich schon von Haus aus, d. h. schon beim Anschreiben der Feldgleichungen (3) bzw. der Potentiale (1) als universelle Konstante vorausgesetzt werden. Da sich aber die Rechnung bequem nur für Punkte von der Eigenschaft $x_1 = x_2 = x_3 = 0$ durchführen läßt, so resultieren die Forderungen (4) zunächst nur für solche Punkte, identisch nur in x_4! Zur identischen Erfüllung der Feldgleichungen ist es notwendig, ist es erlaubt, und ist es hinreichend, die identische Gültigkeit von (4) auch in den räumlichen Koordinaten zu fordern. Denn dadurch werden diese Beziehungen invariant gegen beliebige Transformationen der räumlichen Koordinaten x_1, x_2, x_3 unter sich und der Zeit x_4 in sich; und durch eine einfache Transformation dieser Art kann man jeden beliebigen Punkt in eine der beiden „x_4-Achsen" verlegen. —

Es ist wünschenswert, mit dem angegebenen Lösungssystem eine halbwegs anschauliche physikalische Vorstellung zu verbinden. Das ist — bis zu einem gewissen Grade — möglich, wenn man den Einsteinschen Ansatz für den Energietensor einer zusammenhängenden, kompressiblen Flüssigkeit akzeptiert. In diesem Falle gilt[2])

$$T_\mu^\nu = -\delta_\mu^\nu p + g_{\mu\alpha}\frac{dx_\alpha}{ds}\frac{dx_\nu}{ds}\varrho$$

$$\delta_\mu^\nu = \begin{matrix} 0 \\ 1 \end{matrix} \Big\} \text{ wenn } \nu \begin{Bmatrix} \neq \\ = \end{Bmatrix} \mu, \qquad (5)$$

wobei p und ϱ Skalare sind, der „Druck" und die „Dichte" der Flüssigkeit. Setzt man hier identisch

$$\frac{dx_1}{ds} \equiv \frac{dx_2}{ds} \equiv \frac{dx_3}{ds} \equiv 0, \quad \frac{dx_4}{ds} \equiv 1, \qquad (6)$$

was wegen (1) mit der Grundgleichung

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx_\mu\, dx_\nu \qquad (7)$$

und mit den Bewegungsgleichungen (Gleichungen der geodätischen Linie)

$$\frac{d^2x_\tau}{ds^2} + \begin{Bmatrix} \mu\nu \\ \tau \end{Bmatrix}\frac{dx_\mu}{ds}\frac{dx_\nu}{ds} = 0 \qquad (8)$$

verträglich ist, so kommt, wegen (1):

$$|T_\mu^\nu| = \begin{vmatrix} -p & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \varrho - p \end{vmatrix}. \qquad (9)$$

Dieses Schema unterscheidet sich (unter geeigneten Annahmen über ϱ und p) nur äußerlich von unseren obigen Ansätzen [(2) und (4)] für den Energietensor.

Jene Ansätze kommen also darauf hinaus, die Materie im großen unter dem Bild einer kompressiblen, ruhenden Flüssigkeit von konstanter Dichte und konstantem, räumlich isotropem inneren Zug vorzustellen, welch letzterer nach (4) einem Drittel der Ruhdichte der Energie gleich sein muß[1]).

Vom Standpunkte der alten Theorie, welche ja bei Einstein bekanntlich die Rolle der ersten Näherung spielt, befremdet es keineswegs, daß ein Spannungszustand dieses Vorzeichens in einer Materie vorhanden gedacht werden muß, welche über ungeheure Räume gleichmäßig ausgebreitet ist und auf sich selbst nach dem Newtonschen Kraftgesetz einwirkt.

Dagegen frappiert bei näherer Betrachtung folgende Tatsache.

Die Befriedigung der 10. Feldgleichung (Gleichung [3], $\mu = \nu = 4$)) ist dem Umstand zu danken, daß nach (4) der Ausdruck

$$T_4^4 - T_1^1 - T_2^2 - T_3^3 \qquad (10)$$

verschwindet. Dieser Ausdruck spielt nun in der ersten Näherung, für welche bekanntlich überhaupt nur die 10. Feldgleichung wesentlich in Betracht kommt, die Rolle der Newtonschen gravitierenden Massendichte. Das Verschwinden des „Massenausdrucks" (10) schien

1) Macht man diese Annahme nicht, so erscheint sie später als Forderung neben (4).

2) A. Einstein, Die Grundlage der usw., S. 52.

1) Beiläufig sei daran erinnert, daß dies auch der Absolutbetrag des Lichtdruckes ist; das Vorzeichen ist aber entgegengesetzt!

mir anfangs die Brauchbarkeit des angegebenen Lösungssystems als Bild der Materie im großen stark in Frage zu stellen.

Nunmehr halte ich aber gerade dieses Ergebnis sogar für recht befriedigend[1]).

Erstens einmal muß man von einer Theorie, in welcher auch der Begriff der Masse relativ, d. h. nur durch die Wechselbeziehungen der Körper bestimmt sein soll, geradezu erwarten, wenn nicht fordern, daß sie jedenfalls die Gesamtmasse der Welt zum Verschwinden bringt.

Daß der Massenausdruck in unserem Falle nicht nur in Summa, sondern in jedem einzelnen Punkt verschwindet, ist offenbar nur eine Folge der Fiktion, daß die Materie exakt ruhend und völlig gleichmäßig über den Raum verteilt sei. Es scheint, mir ganz im Geiste der Massenrelativitätsforderung gelegen, sich zu denken, daß die Wechselwirkungsfunktion, die wir als träge oder schwere Masse bezeichnen, erst durch Abweichungen von jener gleichförmigen, zeitlich konstanten Verteilung zustande kommt bzw. in Erscheinung tritt; und es schadet gar nichts, daß für die gleichförmige ruhende Verteilung, in welcher die Masse sich ohnedies weder als träge noch als schwere „betätigen" könnte oder würde, der Massenausdruck verschwindet.

Natürlich erwächst nunmehr die Aufgabe, die wirklichen, empirischen Vorgänge für einzelne konkrete Fälle sozusagen durch Variation dieses höchst einförmigen, „inerten" Integralsystems zu gewinnen. Dann — und erst dann — würde, nach meinem Gefühl, die allgemeine Relativitätstheorie jene Forderungen wirklich erfüllen, welche zu ihrer Entstehung die logische Veranlassung waren[2]).

Zusatz bei der Korrektur am 20. Dez. 1917:

Nach den Gleichungen (4) hätte die Größe $\frac{1}{\varkappa}$ folgende „physikalischen Bedeutungen":

a) $$\frac{1}{\varkappa} = \frac{1}{6\pi^2} \cdot \frac{2\pi^2 R^3 T_4^4}{R} = \frac{1}{6\pi^2} \cdot \frac{E}{R},$$

b) $$\frac{1}{\varkappa} = \frac{1}{4\pi} \cdot 4\pi R^2 T_1^4 = \frac{1}{4\pi} \cdot P.$$

Hier ist E die Gesamtenergie der Welt, R (wie oben) ihr Radius, P der gesamte einseitige Zug auf eine Äquatorkugel. Für letzteren ergibt sich zahlenmäßig [mit $\varkappa = \frac{8\pi k^2}{c^2}$ g^{-1}cm, $k^2 = 6{,}68 \cdot 10^{-8}$ g^{-1} cm^3 sec^{-2}, $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm sec^{-1}]:

$$P = \frac{4\pi}{\varkappa} = \frac{c^2}{2k^2} \text{ g cm}^{-1} \text{ (d. h. g cm Lichtsek.}^{-2}\text{)}$$

$$= \frac{c^4}{2k^2} \text{ g cm sec}^{-2} = 6{,}06 \cdot 10^{48} \text{ dyn.} —$$

Erwähnt sei noch, daß die Größen c, E, R, oder auch die Größen c, P, R unabhängige physikalische Dimensionen und daher die prinzipielle Eignung zu Einheitsetalons für ein „absolutes" Maßsystem besitzen. —

(Eingegangen 20. November 1917.)

1) Die Klärung der Gedanken in diesem Punkt verdanke ich hauptsächlich wiederholten mündlichen Besprechungen mit Herrn L. Flamm.

2) Man vgl. A. Einstein, Die Grundlage der usw. § 2.

Beobachtung der Horizontalintensität des Erdmagnetismus mit dem Spulenmagnetometer von C. Dieterici.

Von M. Reinhold.

Vor kurzem hat Herr Dieterici in dieser Zeitschrift[1]) eine Methode veröffentlicht, durch welche die Horizontalintensität des Erdmagnetismus schnell und sicher beobachtet werden kann. Die Beobachtungen ergaben, daß man in dem vor erdmagnetischen Störungen nicht gesicherten Physikalischen Institut in Kiel wohl ohne weiteres die Genauigkeit ± 0,001 für die Horizontalintensität erreichen kann, die Kohlrausch[2]) als im allgemeinen befriedigend angibt; aber andererseits mußte nach den Überlegungen, die Herr Dieterici über den erreichbaren Genauigkeitsgrad der Beobachtungen mit dem Spulenmagnetometer anstellte, sich eine erheblich höhere Genauigkeit erreichen lassen, wenn man, wie Herr Dieterici vermutete, die erdmagnetischen Störungen der Stadt ausschließt.

Um diese Vermutung zu prüfen, nahm ich die aus Spulenmagnetometer, Milliamperemeter, Widerstand und Wippe bestehende Apparatur nach meinem Wohnort Plön und stellte dort, wo kein Straßenbahnbetrieb die Beobachtungen störte, neue, in den folgenden Tabellen wiedergegebene Beobachtungen an. Die Tabellen sind ebenso angeordnet, wie in der Veröffentlichung des Herrn Dieterici: Am Kopf steht die beobachtete Schwingungsdauer des Magneten im Erdfeld t_0; die erste Spalte gibt die am Milliamperemeter abgelesene Stromstärke des Spulenstroms; dann folgen die durch die gleichsinnige oder entgegengesetzte Superposition des Spulenfeldes über das Erdfeld bewirkten veränderten Schwingungsdauern t_1 und t_2; darauf folgt das aus den beiden Feldrichtungen sich ergebende Verhältnis des Spulenfeldes zum Erdfeld, woraus

1) Dieterici, diese Zeitschr. 18, 402—404, 1917.

2) Kohlrausch, Prakt. Physik, 12. Aufl., S. 387.

sich dann mit der von Herrn Dieterici angegebenen Konstante der Spule

8,8766 Gauß pro Ampere

die Horizontalintensität H ergibt.

Die sicherste Prüfung der Genauigkeit ergibt sich durch die Frage, bis zu welchem Grade der Genauigkeit die unter $H_z : H$ angegebenen zwei Zahlen einander gleich sind; ein Blick auf diese Ziffern ergibt in der Tat eine Gleichheit auf weniger als 0,1 Proz. Das ist die Grenzgenauigkeit, die durch die reine Zeitbeobachtung bedingt ist. Die Beobachtungen, die Herr Dieterici in Kiel teils selbst ausführte, teils ausführen ließ, ergaben Ungleichheiten derselben Zahlen, die bis zu fast 5 Proz. anstiegen. Hiernach ist durch meine Beobachtungen als festgestellt zu betrachten, daß in der Tat nur die momentanen Schwankungen der Horizontalintensität, die durch die städtischen elektrischen Betriebe herbeigeführt sind, die Beobachtungsunsicherheit bedingen. Die Genauigkeit des Verhältnisses $H_z : H$ ist nur durch den Fehler der Zeitbeobachtung bestimmt; bei der Berechnung von H tritt natürlich noch der kleine Ablesungsfehler des Milliamperemeters hinzu, der die Genauigkeit von H mitbestimmt. Das benutzte Milliamperemeter war mit einem guten Kompensationsapparat geeicht und bis auf den zulässigen Ablesungsfehler von 0,00002 Ampere als richtig befunden.

Tabelle I.

$t_0 = 7{,}160$ sec

i	t_1	t_2	$H_z : H$	H
0,01372 Amp.	5,633 sec	11,542 sec	0,6156 0,6152	0,1979 Gauß
			0,6154	
0,01618 „	5,448 „	19,726 „	0,7273 0,7270	0,1974 „
			0,7270	
0,00740 „	6,212 „	8,738 „	0,3283 0,3285	0,1970 „
			0,3284	

Tabelle II.

$t_0 = 7{,}154$ sec

i	t_1	t_2	$H_z : H$	H
0,00812 Amp.	6,123 sec	8,979 sec	0,3652 0,3652	0,1974 Gauß
			0,3652	
0,01276 „	5,703 „	10,954 „	0,5737 0,5745	0,1975 „
			0,5739	

Bemerkt sei schließlich, daß der von mir in Plön beobachtete Wert von H nur als Lokalwert aufzufassen ist; denn ich konnte die Beobachtungen nicht in einem eisenfreien Gebäude ausführen.

Plön, November 1917.

(Eingegangen 28. November 1917.)

Nachtrag zu meiner Veröffentlichung über Temperatur- und Dichteschwankungen.

Von M. v. Laue.

Wie ich nachträglich bemerkt habe, findet sich der Inhalt der im Titel genannten Veröffentlichung[1]) schon in Note V der Schrift von H. A. Lorentz: Les theories statistiques en thermodynamique. Leipzig und Berlin 1916.

1) Diese Zeitschr. 18, 542, 1917.

(Eingegangen 17. Dezember 1917.)

Das Raumgitter des Aluminiums.

Von P. Scherrer.

Mit Tafel I.

Die von P. Debye und mir[1]) angegebene Methode zur Bestimmung der Atomanordnung in Kristallen hat den Vorzug, keiner ausgebildeten größeren Kristalle zu bedürfen. Es genügt, wenn die kristalline Substanz in Form eines sehr feinen Pulvers oder als mikrokristallines Aggregat vorliegt. Eine Substanz, von der niemals größere Kristallindividuen beobachtet wurden, liegt im Aluminium vor, und es ist daher unsere Methode in diesem Falle die gegebene.

Über das Kristallsystem von Al liegen nur sehr spärliche Angaben vor. In der chemischen Kristallographie von P. Groth[2]) findet sich folgende Bemerkung: „Gegossenes Al zeigt ein Gefüge, welches auf kubische Kristallisation hindeutet bzw. Skelettformen, die den oktaëdrisch gestrickten Formen des Fe ähnlich sind (Rinne); Deville gibt an, daß er auf elektrolytischem Wege reguläre Oktaëder erhalten habe. Die in Al-Fabriken zuweilen erhaltenen Kristalle bestehen aus Al-Verbindungen, besonders mit Fe." Tatsächlich zeigt sich, wie im folgenden genauer dargelegt werden soll, daß Al kubisch kristallisiert. Die Al-Atome sind in einem ein-

1) P. Debye u. P. Scherrer, diese Zeitschr. 17, 227, 1916.

2) Leipzig 1906, Bd. I, S. 10.

fachen flächenzentrierten Gitter angeordnet. Für die Kantenlänge des Elementarkubus ergibt sich der Wert

$$a = 4{,}07 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Zur Aufnahme wurde feinst pulverisiertes reines *Al* benutzt. Die einzelnen, unter dem Mikroskop unregelmäßig gezackt erscheinenden Partikelchen waren in der Längsausdehnung kleiner als ein hundertstel Millimeter. Die Substanz wurde zu einem Stäbchen von ca. 1 mm Durchmesser gepreßt und in der bekannten Weise durchstrahlt. Die Ausmessung des Films ergab für den Winkel ϑ, den das „reflektierte" mit dem primären Strahlenbündel bildet, die folgenden Werte in Grad:

$\vartheta =$	34,7	38,6	40,2	44,8	58,3	65,4	69,5
	s	st	ss	m	ss	m-st	s
	72,9	78,3	82,5	96,8	99,4	112,1	116,7
	ss	st	m-st	ss	m	st	st
	126,3	137,2	152,3	161,8	[163,9		
	s	st	ss	st	s]		

Die Meßgenauigkeit beträgt etwa $^1/_2$ Proz. für die kleineren Werte von ϑ; etwa $^1/_4$ Proz. für die größeren Werte. Diese Genauigkeit stimmt ungefähr überein mit der von Bragg bei seiner Ionisationsmethode erreichten. Es steht an sich nichts im Wege, die Genauigkeit unserer photographischen Methode noch wesentlich zu steigern. Man hätte nur dünneres Stäbchen und weniger geöffnetes Primärstrahlenbündel zu verwenden. Unter den Ziffern sind durch die Bezeichnungen st = stark, m = mittel, s = schwach, ss = sehr schwach, die geschätzten Intensitäten der Linien angegeben. Die benutzte Strahlung war die *K*-Strahlung des *Cu* mit den Wellenlängen $\lambda_\alpha = 1{,}549 \cdot 10^{-8}$ cm und $\lambda_\beta = 1{,}402 \cdot 10^{-8}$ cm.

Es handelt sich nun darum, aus den angegebenen Werten von ϑ das Kristallsystem und die genauere Struktur des Raumgitters zu bestimmen.

§ 1. Bestimmung des Kristallsystems.

Die Bestimmung des Kristallsystems und damit des Elementarbereichs des Gitters läuft hinaus auf die Auffindung einer quadratischen Form von drei ganzen Zahlen h_1, h_2, h_3. Wie in unserer früheren Notiz[1]) ausführlich dargelegt, besteht im allgemeinsten Falle zwischen den Indizes der reflektierenden Netzebene und dem Winkel ϑ eine Beziehung von der Form[2]).

$$4 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} = \lambda^2 (h_1 \mathfrak{A} + h_2 \mathfrak{B} + h_3 \mathfrak{C})^2. \qquad (1)$$

Dabei bedeuten λ die benutzte Wellenlänge, h_1, h_2, h_3 die Indizes der reflektierten Netzebene. $\mathfrak{A}$ $\mathfrak{B}$ $\mathfrak{C}$ sind drei Vektoren, welche mit den Vektoren $\mathfrak{a}$ $\mathfrak{b}$ $\mathfrak{c}$, die das Elementarparallelepiped unseres Kristalls bestimmen, in engem Zusammenhange stehen; es sind die Grundvektoren des zum $\mathfrak{a}$-$\mathfrak{b}$-$\mathfrak{c}$-Gitter reziproken Gitters:

$$\mathfrak{A} = \frac{[\mathfrak{b}\mathfrak{c}]}{(\mathfrak{a}[\mathfrak{b}\mathfrak{c}])}, \quad \mathfrak{B} = \frac{[\mathfrak{c}\mathfrak{a}]}{(\mathfrak{b}[\mathfrak{c}\mathfrak{a}])}, \quad \mathfrak{C} = \frac{[\mathfrak{a}\mathfrak{b}]}{(\mathfrak{c}[\mathfrak{a}\mathfrak{b}])}. \qquad (2)$$

Im Falle eines regulären Kristalls wird

$$|\mathfrak{a}| = |\mathfrak{b}| = |\mathfrak{c}| = a \text{ und } (\mathfrak{a}\mathfrak{b}) = (\mathfrak{b}\mathfrak{c}) = (\mathfrak{c}\mathfrak{a}) = 0.$$

Damit vereinfacht sich die quadratische Form zu

$$4 \sin^2 \vartheta/2 = \frac{\lambda^2}{a^2} (h_1^2 + h_2^2 + h_3^2), \qquad (3)$$

d. h. die Werte von $\sin^2 \vartheta/2$ verhalten sich wie ganze Zahlen, wie die Indizesquadratsummen. Während man im allgemeinsten Falle 6 Größen, nämlich $\mathfrak{A}$ $\mathfrak{B}$ $\mathfrak{C}$ nach Größe und gegenseitiger Orientierung zu bestimmen hat, tritt im Falle eines kubischen Gitters nur eine Unbekannte, nämlich a auf. Wenn man ein reguläres Gitter vermutet, hat man nur nachzuprüfen, ob die beobachteten Werte von $\sin^2 \frac{\vartheta}{2}$ innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler sich wie ganze Zahlen verhalten. Es ist dann leicht, den einzelnen Linien eindeutig die richtigen Indizes zuzuordnen. Trifft die Vermutung eines kubischen Gitters nicht zu, so hat man die Bestimmung der quadratischen Form (1) vorzunehmen. Diese Bestimmung kann nach einer von C. Runge kürzlich angegebenen Methode[1]) geschehen, welche aus den vorliegenden Werten von $\sin^2 \vartheta/2$ das reziproke Gitter sukzessive aufzubauen gestattet. Wenn die drei Grundvektoren $\mathfrak{A}$ $\mathfrak{B}$ $\mathfrak{C}$ des reziproken Gitters bekannt sind, findet man sofort die Vektoren $\mathfrak{a}$ $\mathfrak{b}$ $\mathfrak{c}$ des wirklichen Gitters. Wie man sich leicht überlegt, führt dieselbe Operation, die vom wirklichen zum reziproken Gitter führte, vom reziproken zum ursprünglichen Gitter zurück; in Formeln:

$$\mathfrak{a} = \frac{[\mathfrak{B}\mathfrak{C}]}{(\mathfrak{A}[\mathfrak{B}\mathfrak{C}])}, \quad \mathfrak{b} = \frac{[\mathfrak{C}\mathfrak{A}]}{(\mathfrak{B}[\mathfrak{C}\mathfrak{A}])}, \quad \mathfrak{c} = \frac{[\mathfrak{A}\mathfrak{B}]}{(\mathfrak{C}[\mathfrak{A}\mathfrak{B}])}.$$

Die Rungesche Methode bewältigt die zunächst sehr schwierig erscheinende Aufgabe in sehr eleganter Weise. Sie führt immer zum Ziel, sobald nur die Genauigkeit der Werte von $\sin \vartheta/2$ genügend groß ist. Während bei der Laueschen und Braggschen Methode zur röntgenometrischen Raumgitterbestimmung die Kenntnis des Kristallsystems nötig war, kann man auf Grund eines einzigen Photogramms

1) P. Debye u. P. Scherrer, diese Zeitschr. 18, 291, 1917.

2) Die Ableitung der Formeln findet man z. B. bei M. v. Laue, Enzyklop. d. math. Wiss. V, 3, S. 457 ff.

1) C. Runge, diese Zeitschr. 18, 509, 1917. Über eine weitere Methode werden Herr Johnsen und Herr Töplitz demnächst an dieser Stelle berichten.

von einer Substanz, über deren Struktur von vornherein gar nichts bekannt ist,

1. das Kristallsystem
2. die Achsenverhältnisse bzw. Form und Größe des Elementarbereichs

bestimmen. Die Methode leistet also (schon ohne die Intensitäten der Linien zu berücksichtigen) dasselbe, wie die kristallographischen Methoden, soweit sie auf Winkelmessung beruhen. Die genauere Art des Raumgitters, die Besetzung des Elementarbereichs mit Atomen, läßt sich nur auf Grund von Intensitätsmessungen (wozu eine Photometrierung des Films nötig ist) feststellen. Durch das Rungesche Verfahren hat unsere Methode also die letzte nötige Vervollständigung erfahren.

Weil wir im *Al* nach den Angaben Goths einen kubischen Kristall vermuten dürfen, versuchen wir den Werten von $\sin^2 \vartheta/2$ ganze Zahlen zuzuordnen, entsprechend der Formel (3)

$$4 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} = \frac{\lambda^2}{a^2}(h_1^2 + h_2^2 + h_3^2).$$

Dabei haben wir zunächst zu berücksichtigen, daß entsprechend den zwei stärksten Wellenlängen der K-Serie der *Cu*-Strahlung jede Netzebene zu zwei Reflexionen Anlaß gibt, deren $\sin \frac{\vartheta}{2}$ sich wie die entsprechenden Wellenlängen verhalten

$$\frac{\left(\sin \frac{\vartheta}{2}\right)_\alpha}{\left(\sin \frac{\vartheta}{2}\right)_\beta} = \frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\beta} = \frac{1{,}549}{1{,}402}. \qquad (4)$$

Die von der β-Linie herrührenden Interferenzen lassen sich leicht aussondern dadurch, daß man in der Tabelle der $\sin \vartheta/2$ nach Verhältnissen vom Wert $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\beta} = 1{,}103$ sucht. Von den oben angegebenen 18 Werten von ϑ bleiben nach der Aussonderung nur die zehn fettgedruckten Werte, als von der α-Linie hervorgerufen, übrig. Die $\sin^2 \frac{\vartheta}{2}$ dieser Reflexionen verhalten sich wie $3 : 4 : 8 : 11 : 12 : 16 : 19 : 20 : 24 : 27$. Die Genauigkeit, mit der die Ganzzahligkeit eintrifft, ist sehr gut, so daß wir zweifellos einen dem regulären System angehörenden Kristall vor uns haben. Dabei bleibt, wie wir ausdrücklich hervorheben wollen, die letzte Linie bei $\vartheta = 163{,}9^0$ zunächst unerklärt. Wir wollen den Ursprung dieser Interferenz weiter unten (§ 3) diskutieren.

§ 2. Atomanordnung im Elementarbereich.

Die Bestimmung der Atomanordnung und der Größe des Elementarbereichs gestaltet sich in unserem Falle sehr einfach. Die oben gefundenen Zahlen 3 ..... 27 müssen proportional zu den Indizes-Quadratsummen der entsprechenden reflektierenden Ebenen sein. Wir haben also zu untersuchen, ob sich jede dieser ganzen Zahlen als Summe der Quadrate von drei anderen ganzen Zahlen darstellen läßt. Um dies festzustellen, benutzt man zweckmäßig eine Tabelle, in der der Reihe nach alle ganzen Zahlen, soweit dies möglich ist, als Summe von drei Quadraten anderer ganzer Zahlen dargestellt sind. Die Tabelle

$$Q = h_1^2 + h_2^2 + h_3^2$$

lautet so:

Tabelle I.

Q	$h_1\ h_2\ h_3$	Q	$h_1\ h_2\ h_3$	Q	$h_1\ h_2\ h_3$
1	001	10	013	19	133
2	011	11	113	20	024
3	111	12	222	21	124
4	002	13	023	22	233
5	012	14	123	23	—
6	112	15	—	24	224
7	—	16	004	25	005 034
8	022	17	014 223	26	015 134
9	003 122	18	033 114	27	115 333

Ein Vergleich mit der Tabelle zeigt, daß alle der oben gefundenen Zahlen von 3 bis 27 sich als Summe von 3 Quadraten darstellen lassen. Es hindert uns also nichts, diese Zahlen direkt als Σh^2 anzusprechen, d. h. die erste, der Zahl 3 entsprechende Linie als Reflexion an (111) usw., die durch 27 charakterisierte Linie als Reflexion an (115) und (333) aufzufassen. Durch diese Zuordnung der Reflexionswinkel zu bestimmten Quadratsummen haben wir über die Größe des Elementarbereichs verfügt. In der Tat wird durch Formel (3) die Kantenlänge a des Elementarwürfels bestimmt. Wir finden für a:

$$a = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}}{\sin \vartheta/2}.$$

Dies gibt, wenn wir z. B. den $h_1^2 + h_2^2 + h_3^2 = 27$ entsprechenden Wert von ϑ benutzen:

$$a = \frac{1{,}549 \cdot 10^{-8}}{2} = \frac{\sqrt{27}}{0{,}988} = 4{,}07 \cdot 10^{-8}\ \text{cm}.$$

Auch über die Anzahl der im Elementarkubus liegenden Atome können wir eine Aussage machen. Der Quotient aus der im Elementarbereich liegenden Masse und dem Volumen des ersteren gibt uns die Dichte der Substanz. Liegen z-Atome vom Atomgewicht A im Ele-

mentarwürfel, ist ferner m_H die Masse des Wasserstoffatoms, so besteht die Gleichung

$$\varrho = \frac{z \cdot A \cdot m_H}{a^3} \quad (5)$$

Für ϱ_{Al} werden Werte zwischen 2,6 und 2,7 angegeben. Wir rechnen mit $\varrho = 2{,}65$ g/cm³. Das Atomgewicht beträgt $A = 26{,}91$, die Masse des H-Atoms $m_H = 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ g. Wir finden so für z

$$z = \frac{2{,}65 \cdot 67{,}4 \cdot 10^{-24}}{26{,}91 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}} = 4{,}00 \text{ Atome Elem.-Ber.}$$

Unsere Annahmen über die den beobachteten Reflexionen zuzuordnenden Netzebenen zwingen uns dazu, den Elementarbereich mit 4 Atomen zu besetzen.

Wir haben uns nun zu fragen, wie diese 4 Atome im Elementarbereich anzuordnen sind. Im allgemeinen ist zur Lösung dieser letzten Frage eine genaue Diskussion der Intensitäten der auftretenden Linien nötig. Das Aluminiumgitter ist als kubisches nur mit einer Atomart besetztes Gitter auch in dieser Hinsicht sehr einfach. Betrachten wir nochmals unsere Indizes-Quadratsummen, so zeigt ein Blick auf Tabelle I, daß zu allen beobachteten Werten Q ungemischte Indizes $h_1\ h_2\ h_3$ gehören, d. h. $h_1\ h_2\ h_3$ sind entweder zugleich gerade oder zugleich ungerade. Gemischte Indizes kommen nicht vor. Auch fehlt unter unseren Werten für Σh^2 kein ungemischter Q-Wert, die ungemischten Indizestripel, die überhaupt möglich sind, sind vollständig vertreten. Das ausschließliche Auftreten von ungemischten Indizestripeln ist charakteristisch für ein flächenzentriertes Gitter. Bei einem solchen heben sich die Reflexionen an Ebenen mit gemischten Indizes durch Interferenz auf. Zu einem flächenzentrierten Elementarkubus gehören aber gerade 4 Atome, und zwar hat der Strukturfaktor[1]) entsprechend den Koordinaten

$$0\,0\,0 \qquad \frac{a}{2}\frac{a}{2}0 \qquad 0\frac{a}{2}\frac{a}{2} \qquad \frac{a}{2}0\frac{a}{2}$$

der Gitterpunkte den Wert:

$$S = 1 + e^{i2\pi(h_1+h_2)} + e^{i2\pi(h_2+h_3)} + e^{i2\pi(h_3+h_1)} \quad (6)$$

Dieser Strukturfaktor, der neben anderen Faktoren die Intensität der Linien reguliert[2]), hat den Wert 0 für gemischte Indizes, den Wert 4 für ungemischte Indizes. Gemischte Indizes liefern keine Interferenzlinie. Wir werden also dazu geführt, für Al ein einfaches flächenzentriertes Gitter anzunehmen.

1) P. Debye u. P. Scherrer, l. c. S. 279.
2) Die Intensität einer Reflexion an $(h_1\ h_2\ h_3)$ ist proportional $|S|^2$.

Eine weitere Bestätigung unserer Resultate erhalten wir, wenn wir die geschätzten Intensitäten der vorhandenen Linien vergleichen mit den durch Berechnung erhaltenen Zahlen. Bei der Berechnung der Intensitäten berücksichtigen wir 4 Faktoren[1]), nämlich den Strukturfaktor S, den Lorentzschen Faktor $\frac{1}{\Sigma h^2}$, den durch die Transversalität des einfallenden Lichtes bedingten Faktor $\frac{1+\cos^2\vartheta}{2}$, und die Zahl n, die die Häufigkeit des Auftretens einer bestimmten Netzebene im Gitter angibt. Wir setzen (bis auf einen Proportionalitätsfaktor) die Intensität der Linie $(h_1\ h_2\ h_3)$ gleich

$$J = |S|^2 \cdot \frac{1}{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2} \cdot \frac{1+\cos^2\vartheta}{2} n .$$

Die Übereinstimmung der berechneten und der beobachteten Intensitäten ist sehr gut, insofern man jede Linie nur mit den beiden nächststehenden vergleicht. Der Vergleich weit auseinander liegender Linien ist deshalb nicht statthaft, weil der Einfluß der Temperaturbewegung und der Elektronenin terferenz im Atom[2]) unberücksichtigt blieb. Auch die Konstanz des Verhältnisses

$$\frac{\sin\vartheta/2}{\sqrt{h_1^2+h_2^2+h_3^2}} = \frac{\lambda}{2a},$$

die für einen regulären Kristall charakteristisch ist, läßt nichts zu wünschen übrig.

Tabelle II.

ϑ	$\sin\vartheta/2$	$h_1 h_2 h_3$	$\frac{\sin\vartheta/2}{\sqrt{h_1^2+h_2^2+h_3^2}}$	n	$J_{beob.}$	$J_{ber.}$
31,7	.208	111	.172	—	s	—
38,6	.330	111	.190$_5$	8	st	2,15
40,2	.344	002	.172	—	ss	—
44,8	.381	002	.190$_5$	6	m-st	1,13
58,3	.487	022	.172	—	ss	—
65,4	.540	022	.190$_5$	12	m	0,88
69,5	.570	113	.172	—	s	—
72,9	.594	222	.172	—	ss	—
78,3	.632	113	.190$_6$	24	st	1,14
82,5	.659	222	.190$_4$	8	s-m	0,34
96,8	.748	133	.172	—	ss	—
99,4	.763	004	.190$_5$	6	s-m	0,38
112,1	.830	133	.190$_5$	24	m	0,73
116,7	.851	024	.190$_3$	24	m	0,72
126,3	.892	115	.172	—	s	—
		333				
137,2	.931	224	.190$_3$	24	m-st	0,77
152,3	.971	044	.172	—	ss	—
161,8	.988	115	.190$_0$	8	st	1,13
		333		24		

1) Siehe P. Debye u. P. Scherrer, l. c. S. 297.
2) P. Debye, Ann. d. Phys. 43, 809, 1915.

§ 3. Allgemeine Bemerkungen.

Unsere Aufgabe ist damit bis auf die Erklärung der Interferenz bei $\vartheta = 163{,}9^0$ erledigt. Daß diese Linie sich bei der eben durchgeführten Rechnung nicht in unser Schema einordnete, rührt daher, daß wir die benutzte Kupfer-K-Strahlung als aus zwei einfachen Linien bestehend angenommen haben. In Wirklichkeit sind die zwei betrachteten Linien (α- und β-Linie) aber nicht einfach, es sind zwei enge Dubletts. Wir hätten also genau genommen mit einem α-Dublett, bestehend aus einer α- und einer α'-Linie, rechnen müssen, ebenso mit einem β-Dublett. Wenn der Winkel ϑ, unter dem eine Interferenz beobachtet wird, nicht in der Nähe von 180^0 liegt, so sind diese Dubletts wegen der großen Breite der Interferenzen, die durch die Stäbchendicke bedingt ist, nicht aufgelöst. In der Nähe von $\vartheta = 180^0$ aber ändert sich die Sachlage völlig. In dieser Gegend des Films, wo sich $\sin\frac{\vartheta}{2}$ mit ϑ kaum mehr ändert, wird die Aufspaltung des Dubletts sehr groß. Aus (3) folgt nämlich

$$\frac{\delta\vartheta}{\vartheta} = \frac{\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}}{\frac{\vartheta}{2}} \cdot \frac{\delta\lambda}{\lambda}. \qquad (6)$$

Diese Formel zeigt, daß bei $\vartheta \sim 180^0$ kleinen Wellenlängendifferenzen recht beträchtliche Änderungen der Reflexionswinkel entsprechen.

Man muß also erwarten, das α-Dublett bei großen Werten ϑ getrennt zu finden. Die nicht eingeordnete Linie bei $\vartheta = 163{,}9^0$ entspricht in der Tat der Reflexion der α'-Wellenlänge an (115) und (333), während $\vartheta = 161{,}8^0$ als Reflexion der intensiveren α-Wellenlänge an denselben Kristallebenen angesprochen werden muß. Wir finden hier das α-Dublett aufgelöst in zwei Linien, deren Abstand auf unserem Film über 1 mm beträgt. Dieser großen Aufspaltung entsprechend läßt sich die Wellenlängendifferenz $\delta\lambda$ mit ziemlich großer Genauigkeit bestimmen.

Für $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$ ergibt sich aus (6)

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{2{,}1 \pm 0{,}2}{2} \cdot \frac{\pi}{180} \operatorname{cotg} 81{,}4^0 = 28 \pm 2{,}7 \cdot 10^{-4},$$

Für die Wellenlängendifferenz der Komponenten selbst finden wir somit

$$\delta\lambda = 0{,}0043 \pm 0{,}0004 \cdot 10^{-8} \text{ cm},$$

während der Siegbahnsche Wert $0{,}004 + 0{,}001 \cdot 10^{-8}$ cm beträgt.

Die genaue Kenntnis dieses Wertes ist für die Theorie der Röntgenspektren von allergrößter Wichtigkeit. Sie gestattet einerseits eine genaue Prüfung der Sommerfeldschen Theorie[1]), andrerseits eine Entscheidung zwischen dieser und der Debyeschen Vorstellung[2]) (gesprengter Dreiring) von der Entstehung der K_α-Linie. Der Debyesche Mechanismus verlangt ein etwas weiteres Dublett als die Sommerfeldsche Theorie.

Von den bisher röntgenometrisch untersuchten Metallen zeigen Cu[3]) Ag[4]) Au[5]) Pb[6]) und nach den obigen Ausführungen auch Al einfache kubische flächenzentrierte Gitter. Für die Gitterparameter, die Kantenlängen der Elementarwürfel, findet man folgende Werte

Al:	$a = 4{,}07 \cdot 10^{-8}$ cm
Cu:	$= 3{,}61 \cdot 10^{-8}$ cm
Ag:	$= 4{,}06 \cdot 10^{-8}$ cm
Au:	$= 4{,}07 \cdot 10^{-8}$ cm
Pb:	$= 4{,}91 \cdot 10^{-8}$ cm.

Diese 5 Elemente sind also (im gewöhnlichen Sinne des Wortes) isomorph. Alle diese Metalle vermögen auch innerhalb gewisser Grenzen des Mischungsverhältnisses zusammen zu kristallisieren, sogenannte Mischkristalle zu bilden. Lückenlose Mischkristallreihen bilden Au und Cu, Au und Ag, während Cu und Ag eine Mischungslücke, die von 4,5—95 Proz. Ag reicht, aufweisen[6]). Interessant ist, daß auch Al und Au trotz der außerordentlich nahen Übereinstimmung der Gitterkonstanten und der Atomvolumina keine lückenlose Mischkristallreihe aufweisen. Es zeigt sich an diesem Beispiel deutlich, daß die nahe Übereinstimmung der Gitterkonstanten nicht allein maßgebend für die Mischbarkeit in jedem Verhältnisse ist. Vielmehr spielt die chemische Affinität der zu mischenden Elemente für diese Frage eine große Rolle. Sobald die Affinität der Komponenten groß ist, treten trotz genauer Übereinstimmung der Gitterkonstanten Mischungslücken auf. Oft hängt das Auftreten von Lücken mit der Existenz chemischer Verbindungen zusammen. Nach der Tabelle der Metallverbindungen in G. Tammanns Lehrbuch der Metallographie[7]) sind in der Tat die Verbindungen Au_4Al, Au_5Al_2, Au_2Al, $AuAl$ und Au_4Al_2 wahrscheinlich gemacht.

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 51, 125, 1916.
2) P. Debye, diese Zeitschr. 18, 276, 1917.
3) W. H. Bragg, Phil. Mag. 28, 355, 1914.
4) L. Vegard, Phil. Mag. 31, 83, 1916.
5) L. Vegard, Phil. Mag. 32, 65, 1916.
6) Siehe G. Tammann, Nachr. d. königl. Ges. d. Wiss., Göttingen. Sitzung v. 9. Juni 1917.
7) Leipzig 1914.

(Eingegangen 22. November 1917.)

BESPRECHUNGEN.

P. Eversheim, Angewandte Elektrizitätslehre. Ein Leitfaden für das elektrische und elektrotechnische Praktikum. 8°. VII und 214 S. mit 215 Textfiguren. Berlin, J. Springer. 1916. Preis geh. M. 8.—, geb. M. 9.—.

Das vorliegende Werk ist veranlaßt durch Übungen, welche der Verf. an der Universität Bonn abgehalten hat. Es ist ein „Praktikumsbuch", das die bemerkenswerte Eigenschaft hat in einer Form abgefaßt zu sein, in der es vom Studierenden mühelos von Beginn seiner Praktikantentätigkeit durchgelesen werden kann, was im allgemeinen bei ähnlichen Büchern kaum der Fall zu sein pflegt, auch wohl meist nicht erwartet wird. Eversheim legt Wert darauf, den Übergang von der Darstellung der Prinzipien zum praktischen Versuch zu erleichtern. Demgemäß ist das Buch reichlich mit modernen Abbildungen und Beschreibungen der nachher wirklich benutzten Apparate ausgestattet. Es ist weniger Gewicht auf Vollständigkeit als auf ausführliche Darstellung der für den Anfang wichtigsten Laboratoriumsarbeiten gelegt. Der Inhalt ist gegliedert in: I. Gleichstrom, II. Wechselstrom, III. Magnetismus, Akkumulatoren, Photometrie. Das Buch dürfte nicht nur im Interesse des Praktikanten, sondern auch in dem des Praktikumsleiters, dem es manche zeitraubende Auseinandersetzung sparen wird, bestens zu empfehlen sein. — H. Hörig.

H. Lorenz, Ballistik. Die mechanischen Grundlagen der Lehre vom Schuß. gr. 8°. V. u. 37 S. mit 53 Textabbildungen. München u. Berlin, R. Oldenbourg. 1917. M. 3.50.

Zu den vielen durch den Krieg veranlaßten Veröffentlichungen technischer Art muß auch das vorliegende Buch gerechnet werden, das als Ausgestaltung einer Reihe von Aufsätzen (aus der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure) sich nun in geschlossener Form vorstellt. Aber die Anlage des Werkes reicht zweifellos weiter zurück und ist den reichen Erfahrungen des Verfassers auf den verschiedenen Gebieten der Mechanik zu verdanken, die sich hier nur in einer durch die Zeitverhältnisse bedingten besonderen Richtung betätigt haben. In der Tat finden wir in diesem Buche so manche Anklänge wieder an frühere bekannte Veröffentlichungen des Verfassers, so an die Entwicklungen über die Festigkeit dickwandiger Röhre, an seine Theorie des Luftwiderstandes und an die Art der Behandlung der mechanischen Gesetze, wie sie der technischen Welt durch Lorenz' Mechanikwerke vertraut sind. Solche Erinnerungen sind aber ein Zeugnis dafür, wie anpassungsfähig die Lorenzschen Darstellungsmethoden an technische Probleme der verschiedensten Art sind, und sie vereinigen damit zugleich die nicht zu unterschätzende Eigenschaft, klar und leicht verständlich zu sein. Der Leser empfindet dies dankbar von der ersten bis zur letzten Seite des Buches, und das ist gewiß nicht zum geringsten Teil Ursache für den Anklang, den das Werk bei Offizieren sowie auch in Kreisen, die wissenschaftlichen Problemen solcher Art ferner stehen, gefunden hat.

Der Inhalt gliedert sich naturgemäß in die beiden Kapitel der inneren und äußeren Ballistik. Vom Pulverdruck ausgehend, wird der Schußvorgang im Innern des Geschützrohres besprochen, wobei dem Rezensenten ein etwas weiteres Eingehen auf die thermochemischen und thermodynamischen Vorgänge vielleicht wünschenswert erschienen wäre. Schon zu Anfang wird wie mehrfach in diesem Buche auf bemerkenswerte Vergleiche mit anderen physikalischen Vorgängen hingewiesen (hier z. B. Pulver-Gasstauung und Wassersprung), was für eine großzügige Betrachtung des Gegenstandes gewiß förderlich ist.

Eine wahre Fundgrube für Aufgaben aus der technischen Mechanik bilden die folgenden Paragraphen über die Rückwirkung des Schusses auf starre Schußvorrichtungen, über den Rohrrücklauf bei Rahmen-Verschwindlafetten und Wiegelafetten. Hervorzuheben ist dabei die jedesmal mit vollständig durchgerechneten Zahlenbeispielen sehr anschaulich gemachte Darstellung. Diese Beispiele enthalten überdies sehr interessantes Material und ermöglichen bemerkenswerte Vergleiche der einzelnen Geschütz- und Geschoßarten zu geben. Lorenz konnte da die neuesten vor dem Kriege noch bekannt gewordenen Daten verwenden. In einem weiteren Paragraphen wird der Rücklauf im Zusammenhang mit der Geschoßbewegung genauer untersucht auf Grund der Cranzschen Versuchsmethode und ihrer Ergebnisse, welche selbst dabei eine knappe aber allgemein verständliche Darstellung finden. Der Schlußparagraph dieses Kapitels behandelt die Festigkeit der Rohre, die besonders durch die Untersuchung der eigenartigen Verhältnisse bei den Stahldrahtrohren der Engländer weiten Kreisen Neues bieten dürfte.

Das Kapitel „Äußere Ballistik" enthält außer den allgemein bekannten Wurfparabelformeln (ohne Luftwiderstand) in zwei Paragraphen eine Darstellung der Wurfbewegung mit Luftwiderstand. Es lag natürlich außerhalb des Rahmens einer kurzen Monographie die vielfachen praktischen Rechnungsverfahren und Tabellen zu bringen, die in der speziellen Fachliteratur (z. B. Cranz) einen breiten Raum einnehmen und deren Kenntnis in der Tat für den praktischen Schußtechniker unentbehrlich ist. Das Lorenzsche Buch vermittelt aber eine recht gute Einführung in das Wesen aller dieser Methoden und gibt zugleich weiterstehenden Kreisen eine Übersicht über die Ergebnisse der Forschung auf diesem Gebiete. Im besonderen trifft dies zu für die Untersuchungen über die Form des Luftwiderstandsgesetzes. Hier hatte der Verfasser schon vor Jahren im Anschluß an die Berechnung des Schiffswiderstandes neue Gesichtspunkte aufgestellt, die zu einer mit den praktischen Schußbeobachtungen recht befriedigend übereinstimmenden Luftwiderstandskurve führten. Ganz kürzlich hat nun Lorenz diese theoretischen Untersuchungen noch weiter geführt und in wesentlichen Punkten verbessert und ergänzt. (Diese Zeitschrift 18, 209, 1917). An der genannten Stelle ist auch eine eingehende Ableitung dieser wichtigen Luftwiderstandsformeln und eine Übersicht über die zugehörige Literatur gegeben, die zur Ergänzung der Ausführungen des Buches wertvoll ist. — Es folgt ein Paragraph über die Kreiselwirkung der Geschosse (einschließlich der den Ballistikern bekannten Magnus- und Poisson-Phänomene) und über die Stabilität der Langgeschosse. Vielleicht gestatten die kürzlich von Güldner (Z. V. d. I. 1917, S. 666) mitgeteilten interessanten Beobachtungen an den langsamen Wurfminen weitere Erörterungen dieser wichtigen Fragen, bei denen jedenfalls noch manche ungeklärte Erscheinung zu bearbeiten ist. Den Abschluß des Lorenzschen Buches bildet ein Paragraph über die Wirkung des Geschosses am Ziel, wobei wiederum ein reiches Beobachtungsmaterial (größtenteils von Cranz) herange-

zogen wurde und Tagesfragen, wie die Wirkung der Dum-Dum-Geschosse und dergl. angeschnitten werden. Etwas zu summarisch ist dagegen die Art der Sprengwirkung der verschiedenen Artilleriegeschosse behandelt. Hier wäre vielleicht noch mehr über die Wirkung am Ziele (Granattrichter) und dergl. zu sagen gewesen. —

Aus dieser kurzen Inhaltsangabe ist zu ersehen, daß das Buch in dem knappen Raum von 87 Oktavseiten ein sehr reichliches wissenschaftliches Material bietet.

Es ist das Verdienst des Verfassers, ein aus dem Bedürfnis des Krieges hervorgegangenes Werk geschaffen zu haben, das zweifellos auch in der kommenden Friedenszeit einen dauernden Wert behalten wird.

A. Pröll.

O. Grotrian, Die Geometrie der Gleichstrommaschine. gr. 8°. VI u. 130 S. mit 102 Textfiguren. Berlin, Jul. Springer. 1917. Geh. M. 6.—, geb. M. 7.40.

Das Buch scheint aus Vorlesungen des Verf. hervorgegangen zu sein und ist in erster Linie für Studierende bestimmt; aber auch der fertige Ingenieur wird unter den zahlreichen Kurven, die das Werkchen bringt, manche finden, die ihm für verschiedene für die elektrische Maschine charakteristische Größen den Zusammenhang und dessen geometrische Ableitung zeigt, den er bisher nur aus Gleichungen zu entnehmen gewohnt war. In zwei Hauptabschnitten werden die charakteristischen Kurven des Generators und des Motors abgeleitet mit je vier Unterabteilungen, die nacheinander die konstant magnetische Maschine, die Hauptstrom-, die Nebenschlußmaschine und beim Generator die Hauptnebenschlußmaschine behandeln, während beim Motor im 4. Abschnitt die verschiedenen Drehmomente und der stationäre Zustand des Motors untersucht werden. Ein kleineres einleitendes Kapitel führt den Leser in die geometrische Durchführung der Multiplikation und Division ein, während ein 4 Kapitel einige Bewicklungsprobleme kurz behandelt. — Alle nur erdenklichen, für die elektrische Maschine charakteristischen Größen, wie Ankerstrom, äußerer Strom, Erregerstrom, EK, Klemmspannung, äußerer Widerstand, innere und äußere Leistung, elektrischer Wirkungsgrad, Drehzahl, Drehmoment, werden mit einander kombiniert und ihre gegenseitige Abhängigkeit für die einzelnen Maschinenarten unter alleiniger Verwendung von Lineal und Zirkel abgeleitet. Die zahlreichen Figuren sind in erfreulich großem Maßstab gehalten, übersichtlich ausgeführt und durch knappen und klaren Text erläutert. Daß die so erhaltenen Kurven — im Interesse der Deutlichkeit mußten oft die einzelnen Maße in unrichtigem gegenseitigen Verhältnis angesetzt werden — nicht beanspruchen, dem Studierenden ein endgültiges, zahlenmäßig richtiges Bild über das Verhalten der Maschine im Betrieb zu übermitteln, darauf weist der Verf. im Vorwort ausdrücklich hin. Als Ergänzung erscheint uns die experimentelle Aufnahme der Kurven in den praktischen Übungen für den Studierenden unentbehrlich.

C. Deguisne.

B. Glatzel †, Elektrische Methoden der Momentphotographie. (Sammlung Vieweg, Heft 21.) 8°. IX, 100 S. Mit Bildnis u. 51 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1915. M. 3.60.

Der Verf. hat hier alle die Methoden in vortrefflicher, übersichtlicher und kritisch verarbeiteter Weise zusammengestellt, die bisher für photographische Momentaufnahmen von äußerst rasch verlaufenden Vorgängen, wie Geschoßbewegungen, Insektenflug usw. ausgearbeitet worden sind. Zur Herstellung solcher wurde, seit Mach zum ersten Male ein fliegendes Geschoß zugleich mit seiner Luftwelle photographierte, stets der elektrische Funke benutzt. Die Aufgaben, die es zu lösen gibt, sind dabei: 1. eine äußerst präzise wirkende, womöglich von dem bewegten Objekt selbst zu betätigende Auslösung des elektrischen Funkens zu erreichen; 2. da dies meist durch einen ersten Auslösefunken bewirkt wird, einen zweiten Belichtungsfunken nach einer äußerst kurzen, aber präzise einregulierbaren Zeit hinter dem Auslösefunken folgen zu lassen; 3. falls kinematographische Aufnahmen erforderlich sind, in äußerst kleinen und sehr regelmäßigen Intervallen folgende Reihen von kurzen Belichtungsfunken zu erzeugen.

Sollen statt Schattenbilder der Objekte richtige Abbildungen erzielt werden, so sind besondere Einrichtungen zur Vorderbeleuchtung mit solchen Funken zu treffen, wie sie namentlich Cranz ausgebildet hat.

Alle zur Lösung dieser Aufgaben durchgearbeiteten Verfahren werden in dem Buche systematisch, unter gründlichem Eingehen auf die physikalischen Grundlagen besprochen. Namentlich an der Ausbildung der Hochfrequenzkinematographie mit Hilfe ungedämpfter elektrischer Schwingungen hat Glatzel selbst verdienstvoll mit Cranz zusammengewirkt.

Für Experimentalphysiker ist das Buch von großem Interesse. Denn auch zur Lösung physikalischer Aufgaben wird er häufig auf die hier auseinandergesetzten Methoden zurückgreifen und dann durch das Buch manchen Umweg ersparen können.

Herr Scheel hat an die Spitze des Buches einen warmherzigen Nachruf auf den leider so früh im Kriege gefallenen Verfasser gestellt, auch ist das Buch mit einem Bilde Bruno Glatzels geschmückt.

H. Th. Simon.

W. Winkelmann, Das Fernsprechwesen. (Sammlung Göschen Nr. 155 u. 773.) I. Band: Grundlagen und Einzelapparate der Fernsprechtechnik. 135 S. Mit 56 Abbildungen. II. Band: Fernsprechanlagen, ihre Ausführung und ihr Betrieb. 141 S. Mit 59 Abbildungen. 8°. Berlin, G. J. Göschen. 1916. Geb. je M. 1.—.

Die beiden Bändchen sollen das im Jahre 1902 von L. Rellstab geschriebene eine Bändchen über das Fernsprechwesen ersetzen, da dieses vergriffen ist und der Verfasser sich leider nicht zu einer neuen Auflage entschließen konnte. Die neue Bearbeitung stammt von einem Verfasser, der offenbar ein guter Kenner der Fernsprechtechnik ist. Die von ihr verwendeten Einrichtungen werden in wohlgeordneter Übersicht klar und verständig dargeboten. Erheblich weniger befriedigend ist die Fernsprechphysik behandelt, die auch hier leider wieder, wie in fast allen Büchern über Fernsprechwesen, viel zu kurz kommt. Man wird z. B. vergebens etwas Systematisches in dem Buche suchen über alle die Einflüsse, welche bei dem Bestreben, die Lautheit der Übertragung zu stärken, den Klangcharakter verderben; während doch das Hindurchwinden zwischen dieser Scylla und Charybdis gerade den wesentlichen wissenschaftlichen Gehalt des Gebietes ausmacht. Diesen Gedanken muß man unbedingt eingehend verfolgen, wenn man die Wege zu guten praktischen Ergebnissen finden will. So z. B. bei den Eigenschwingungen der Membranen, bei der

Umwandlung der mechanischen Energie der Membran in elektrische, sowohl beim Telephon wie beim Mikrophon, bei dem Mikrophontransformator usw. Bei der Kabeltelephonie sind diese Einflüsse allerdings anschaulich hervorgehoben und der Fortschritt durch Pupin usw. verständlich gemacht. Vergebens sucht man auch hier (wie in den meisten ähnlichen Büchern) etwas Zuverlässiges über die Physik des Mikrophons. Daß es zahlreiche andere und recht interessante Methoden gibt, mit gutem Erfolge fernzusprechen, Kapazitätstelephon, chemisches Telephon, Lichtbogentelephon, optisches Telephon, drahtloses Telephon usw., wird kaum erwähnt. In bezug auf diese mehr wissenschaftlichen Fragen war das Bändchen von Rellstab entschieden besser auf dem Laufenden, als diese Neubearbeitung. —

Auch in der Beziehung bedeutet die Neubearbeitung eine Verschlechterung, daß die Sprache zuweilen mit einer breiten und inhaltlosen Wichtigkeit einherschreitet. Sogleich im ersten Satz: „Seit Urvätertagen ist menschlicher Scharfsinn bestrebt, das einer Nachrichtenübermittlung hinderliche Moment der Entfernung zu überwinden. . . .“

Trotz dieser Beanstandungen kann das Buch als Einführung in das interessante Gebiet wohl empfohlen werden, namentlich wenn man sich auf die fertige Technik des Fernsprechwesens beschränken will.

H. Th. Simon.

F. F. Martens, Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik. (Sammlung Wissenschaft Heft 46.) Erster Band: Eigenschaften des magnetischen und elektrischen Feldes. 8°. XII u. 245 S. Mit 253 eingedruckten Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1913. Preis geh. M. 7,20.

— (Sammlung Wissenschaft, Band 55.) Zweiter Band, Dynamomaschinen, Transformatoren und Apparate für drahtlose Telegraphie. 8°. XV, 456 S. mit 289 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1915. Preis geh. 12.80, geb. M. 14.—.

Das nunmehr vollständig vorliegende Werk muß als eine ganz hervorragende Arbeit bezeichnet werden. Die Darstellung ist von einer Klarheit und zielbewußten Gründlichkeit, wie man sie in Lehrbüchern nur ganz selten findet. Hinsichtlich der Figuren, die größtenteils nach Orginalzeichnungen des Verf. hergestellt sind, darf das Buch wohl einzig in seiner Art genannt werden. Bis in die kleinsten Einzelheiten ist der Stoff gründlich durchdacht und mit einer Sauberkeit vorgetragen, welche die Lektüre zu einem Genusse gestaltet! Es ist eigentlich überflüssig, auf den Inhalt im einzelnen einzugehen! es kann nur jedem Physiker, der sich überhaupt mit dieser Richtung zu befassen wünscht — und ohne einige elektrotechnische Grundlagen ist der Physiker von heute doch kaum denkbar — empfohlen werden, sich das Buch anzusehen; er wird es schwerlich unbeachtet beiseite legen.

Im ersten Bande sind die Grundlagen des magnetischen und elektrischen Feldes behandelt. Der zweite Band umfaßt die Abschnitte: 1. Dynamomaschinen. 2. Selbstinduktionen, Transformatoren und Kapazitäten. 3. Elektrische Schwingungskreise. 4. Elektromagnetische Strahlung. 5. Tabellen. Besonders hinweisen möchte ich auf die Behandlung der elektrischen Schwingungskreise. Hier bringt der Verf. eine gute Zusammenstellung der Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, die man in den speziellen Lehrbüchern dieses Gebietes meist nur den Resultaten nach findet. Wer sich z. B. mit der Theorie der Koppelungsschwingungen näher befassen will, bekommt hier einen sehr willkommenen Ausgangspunkt für tiefere Studien. Die Ableitungen sind in leicht faßlicher Darstellung gegeben. Bekanntlich hat F. F. Martens ja auch auf diesem Gebiete gearbeitet (vgl. Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 100, 220, 1914). Spezielle Erwähnung verdient auch das Kapitel über Funkenbildung bei kommutierenden Dynamomaschinen. Ferner sei auf Artikel 127 (II, Seite 320), über Erzeugung abklingender Schwingungen durch Öffnung eines Schalters hingewiesen. Schließlich sei eins hervorgehoben: Die experimentellen Beispiele, welche der Erläuterung der Theorie zugrunde gelegt werden, sind im allgemeinen so gewählt und mit Angaben versehen, daß der Leser die betreffenden Experimente danach selbst in Angriff nehmen kann. In dieser Hinsicht dürfte das Werk manchem Vortragenden recht gute Dienste leisten. Es ist hierzu auch am Schlusse des zweiten Bandes ein Verzeichnis der wichtigsten elektrischen Meß- und Schaltungsaufgaben gegeben. Am Schlusse des ersten findet man eine recht nützliche Zusammenstellung von Definitionen und Maßsystemen.

Übrigens hat es offenbar nicht in der Absicht des Autors gelegen, Literaturnachweise zu bringen; es wäre aber zweifellos der Wert dieses aufs nachdrücklichste zu empfehlenden Buches dadurch nur noch erhöht worden.

H. Hörig.

Bruno Glatzel, Methoden zur Erzeugung von Hochfrequenzenergie. Gr. 8°. 60 S. Mit 57 Abbildungen. Leipzig, Hachmeister & Thal, 1913. M. —.50.

Diese aus einem Naturforschervortrage entstandene Zusammenstellung der Methoden zur Erzeugung von Hochfrequenzenergie ist ein Abdruck aus der Fachzeitschrift Helios, die sich die Pflege solcher technisch-physikalischen Zusammenfassungen in den letzten Jahren in sehr dankenswerter Weise angelegen hat sein lassen. Es werden behandelt: I. Die Erzeugung von ungedämpften Schwingungen mit der Goldschmidtschen Maschine, durch Frequenztransformation, mit der elektrostatischen Hochfrequenzmaschine, mit dem Lichtbogengenerator. II. Die Erzeugung gedämpfter Schwingungen beim Marconi-Sender, beim Braunschen-Sender, bei dem Wienschen Sender mit Löschfunken. III. Die Tonerzeugung in den Hochfrequenzkreisen (Tönende Funken usw.).

In allen Fällen ist auf die prinzipielle Erläuterung der Vorgänge der wesentliche Wert gelegt.

H. Th. Simon.

Briefkasten.

Die Nomenklatur der Radioelemente.

Die Ungleichartigkeit in der Bezeichnung der Radioelemente wurde bei allen beteiligten Forschern unangenehm empfunden. Es bestand daher die Absicht seitens der internationalen Radium-Standard-Kommission[1]) auf dem in Aus-

1) Ihr gehören an: B. B. Boltwood, M. Curie, A. Debierne, A. S. Eve, H. Geitel, O. Hahn, St. Meyer, E. Rutherford, E. v. Schweidler, F. Soddy.

sicht genommenen III. Internationalen Kongreß für Radioaktivität in Wien 1915 Vorschläge zur Regelung zu machen. Vorbereitend hatten sich anläßlich einer zwanglosen Zusammenkunft im Sommer 1913 in Bad Ischl, an der B. B. Boltwood, O. Hönigschmid, H. Mache, St. Meyer, E. Rutherford, E. v. Schweidler teilnahmen, die Beteiligten dahin geeinigt, einerseits zur Wahrung der Entwicklungsgeschichte möglichst konservativ vorzugehen, anderseits doch den neueren Erkenntnissen über Verzweigungsverhältnisse und Isotopie gewisser Produkte einigermaßen Rechnung zu tragen.

Da die kriegerischen Ereignisse eine sonst gewiß leicht erzielte allgemeine Einigung zur Zeit nicht ermöglichten, haben wir in unserem Buche über Radioaktivität[1]) auf die folgenden, seither mehrfach benutzten Bezeichnungen hingewiesen:

$$(Bi)\ (Po)\ (Tl)\ (Pb)\ (Bi)\ (Po)\ (Pb)$$

$$U_I \to UX_1 \to UX_2 \to U_{II} \to Io \to Ra \to RaEm \to RaA \to RaB \to RaC \begin{cases} \to RaC'' \to \\ \to RaC' \longrightarrow RaD \to RaE \to RaF \to RaG \end{cases}$$
$$\searrow UY \leftarrow$$

$$Ac \to RdAc \to AcX \to AcEm \to AcA \to AcB \to AcC \begin{cases} \to AcC'' \to AcD \\ \to AcC' \longrightarrow \end{cases}$$

$$Th \to MsTh_1 \to MsTh_2 \to RdTh \to ThX \to ThEm \to ThA \to ThB \to ThC \begin{cases} \to ThC'' \to \text{[2])} \\ \to ThC' \longrightarrow ThD\,. \end{cases}$$

Wir beabsichtigten damit, dort wo Indizes üblich sind, zu unterscheiden:
Isotope durch römische Indizes $/U_I,\ U_{II}/$
Folgeprodukte durch arabische Indizes $/UX_1,\ UX_2;\ MsTh_1,\ MsTh_2/$
Zweigprodukte durch Striche $/C',\ C''/$[3]).

K. Fajans[4]) schlug nun neuerdings vor vorläufig das Prinzip der Priorität anzuerkennen und somit die Beibehaltung einer Schreibart, deren Unterschied nur bei den C-Körpern und deren Folgeprodukten besteht, nämlich:

$$\begin{array}{lccccccccc} & & & V & VI & III & IV & V & VI & IV \\ \to RaA \to RaB \to RaC_1 & & & & & \searrow RaC_2 & & & & \\ & & & & & \searrow RaC' & \longrightarrow & RaD \to & RaE \to & RaF \to RaG \\ \to AcA \to AcB \to AcC_1 & & & & & \searrow AcD & & & & \\ & & & & & \searrow AcC_2 & \longrightarrow & AcD_2 & & \\ \to ThA \to ThB \to ThC_1 & & & & & \searrow ThD & & & & \\ & & & & & \searrow ThC_2 & \longrightarrow & ThD_2\,. & & \end{array}$$

Wir vermieden den Index bei den Wismut-C-Substanzen besonders deshalb, weil die allgemeine Beziehung

$$\lambda_A A = \lambda_B B = \lambda_C C \ldots$$

sonst ihre Geltung verliert, während sie für die bei uns mit arabischen Indizes bezeichneten Stoffe auch zu Recht besteht[5]). [Für die Zweigprodukte gilt $\lambda_C C = (\lambda_{C'} C' + \lambda_{C''} C'')$].

Die C' sind bei uns Poloniumarten, die C'' Thalliumarten.

Da für die Seitenprodukte schon früher zuweilen statt der Indizes Striche benutzt wurden, liegt die wesentlichste Änderung gegenüber den älteren Bezeichnungen darin, daß die bisher als AcD und ThD bezeichneten Thalliumstoffe nunmehr in Analogie zur Radiumfamilie diese Buchstaben den bleiartigen Endprodukten überlassen. Im Hinblick darauf, daß diese beiden Stoffe keine besonders hervorragende Rolle in den

1) Bei B. G. Teubner, 1916.

2) Hierbei bleibt es noch unentschieden, ob in den bleiartigen D-Produkten sich wieder die Gleichgewichtsmengen zu den C-Produkten zusammenfinden oder ob aus den C' und C'' D-Isotope höherer Ordnung (gleiche Kernladungszahl und gleiches Atomgewicht mit verschiedener Zerfallskonstante) entstehen.

3) Wenn aus einem Ausgangsstoffe mehr wie zwei Zweigprodukte entstehen können, wie dies von E. Rutherford und A. B. Wood, Phil. Mag. (6) 31, 379, 1916 angegeben wurde, so steht der Vermehrung der Striche nichts im Wege, während die arabischen Indizes 3, 4 zu weiteren Schwierigkeiten führen.

4) K. Fajans, Zeitschr. f. Elektrochem. 23, 250, 1917.

5) In der anderen Bezeichnung ist $\lambda_{C_1} C_1$ nicht $= \lambda_{C_2} C_2$.

Arbeiten der letzten Zeit gespielt haben, durfte umso eher erwartet werden, daß der Übergang der Benennungen sich gerade so leicht vollziehen werde, wie seinerzeit der von *RaE* in *RaF* oder bei den Actinium-[1]) und Thorprodukten derjenige von *A* und *B* in die folgenden *B* und *C*, als diese Auffassung wohl in allen radioaktiven Laboratorien besprochen worden ist.

Eine Störung darin zu erblicken, daß das Zweigprodukt *UY*, dessen Genesis noch nicht völlig geklärt ist, nicht ebenfalls durch einen Strich, sondern durch den Buchstaben *Y* gekennzeichnet wird, vermögen wir um so weniger, als es sich hier um eine andersgeartete Abzweigung (zwei α-Abspaltungen gegenüber einer α- und einer β-Emission bei den *C*-Stoffen) handelt.

Da wir dort, wo ein Ordnungsprinzip nottut, ein Festhalten an unzweckmäßigen Bezeichnungsweisen nicht für glücklich halten können, haben wir zwecks einer wenigstens vorläufigen Einigung der Forscher auf dem engeren Gebiet der Radioaktivität bei einigen derselben angefragt und es haben bisher die nachstehenden Radiologen erklärt, sich bis zu einer endgültigen Regelung unserer Benennungen bedienen zu wollen:

O. v. Baeyer (Berlin), H. Benndorf (Graz), K. Bergwitz (Braunschweig), P. Debye (Göttingen), J. Elster (Wolfenbüttel), K. Fajans (München), L. Flamm (Wien), H. Geiger (Berlin), H. Geitel (Wolfenbüttel), T. Godlewski (Lemberg), O. Hahn (Berlin), W. Hallwachs (Dresden), V. F. Hess (Wien), G. v. Hevesy (Budapest), O. Hönigschmid (Prag), K. W. F. Kohlrausch (Wien), R. W. Lawson (Wien), F. v. Lerch (Innsbruck), S. Loria (Krakau), H. Mache (Wien), W. Marckwald (Berlin), L. Meitner (Berlin), F. Paneth (Wien), K. Przibram (Wien), E. Regener (Berlin), E. Schrödinger (Wien), C. Ulrich (St. Joachimstal).

St. Meyer (Wien),
E. v. Schweidler (Innsbruck).

1) Die Schreibart Actinium (nicht Aktinium) erscheint uns sowohl wegen des Symbols *Ac* als wegen der lateinischen Endung, als aus Prioritätsrücksichten empfehlenswerter.

(Eingegangen 24. November 1917.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Verliehen: Den Abteilungsvorstehern beim Geodätischen Institut in Potsdam Professoren Dr. Friedrich Kühnen und Dr. Andreas Galle, dem Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin-Charlottenburg Professor Dr. Emil Liebenthal und dem a. o. Professor für Geodäsie an der Universität Bonn und Direktor des Geodätischen Instituts an der landwirtschaftlichen Akademie Bonn-Poppelsdorf Dr. Curtius Müller der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozent für Physik und Honorardozent für Meteorologie und Klimatologie an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Artur Szarvassi der Titel a. o. Professor, dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Freiburg i. B. Dr. Lothar Heffter der Titel Geh. Hofrat.

Gestorben: Der a. o. Professor für angewandte medizinische Chemie an der Universität Wien K. K. Regierungs- und Obersanitätsrat Dr. Julius Mauthner.

Angebote.

Physiker

mit abgeschlossener Hochschulbildung, der sich der drahtlosen Telegraphie zu widmen beabsichtigt oder bereits Erfahrungen auf diesem Gebiete besitzt, gesucht. Erwünscht sind Erfahrungen auf dem Gebiete der Elektronenemission und Vakuumtechnik.

Bewerbungen mit kurzem Lebenslauf und Gehaltsansprüchen erbeten an

Dr. Georg Seibt,
Fabrik funkentelegraphischer Apparate.
Berlin-Schöneberg, Hauptstr. 11.

Physiker.

AEG

Wir suchen für unser Laboratorium mehrere **Physiker.** Herren mit Erfahrung auf dem Gebiet der Gasentladungen oder des Hochvakuums bevorzugt. Angaben über Lebenslauf, Militärverhältnis, Eintrittstermin, Gehaltsansprüche unter Beifügung von Zeugnisabschriften an

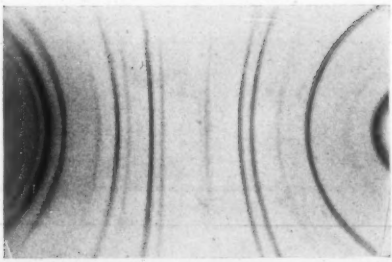
Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft, Glühlampenfabrik,
Berlin NW. 87, Sickingenstr. 71.

Gesuche.

Physikerin (promoviert)

sucht Stellung. Unter **S. H. 506** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift in Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Geh. Regierungsrat Prof. Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig
Druck von August Pries in Leipzig.



P. Scherrer, Das Raumgitter des Aluminiums. Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis:

(B. = Besprechungen.)

Seite

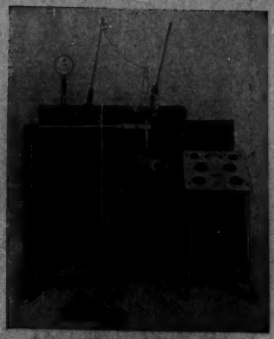
Bucherer: Zur Theorie der Versuche von Kaufmann und — über β-Strahlen, v. R. Malmström 43
Debye-Scherrersche Röntgen-Spektrogramme: Über die mathematische Auswertung der —, v. A. Johnsen u. O. Toeplitz 47
Diffusion und Statistik, v. A. Podjed 39
Einsteinsche Gravitationstheorie: Über die Wirkung rotierender ferner Massen in der —, v. H. Thirring 33
Gravitationstheorie: Über die Wirkung rotierender ferner Massen in der Einsteinschen —, v. H. Thirring . 33
Johnsen, A. u. O. Toeplitz, Über die mathematische Auswertung der Debye-Scherrerschen Röntgen-Spektrogramme 47
Kaufmann: Zur Theorie der Versuche von — und Bucherer über β-Strahlen, v. R. Malmström 43
Malmström, R., Zur Theorie der Versuche von Kaufmann und Bucherer über β-Strahlen 43
Normenlehre, v. W. Porstmann. (B.) 55
Podjed, A., Diffusion und Statistik 39
Porstmann, W., Normenlehre. (B.) 55
Raum und Zeit in der gegenwärtigen Physik, v. M. Schlick. (B.) 56
Röntgen-Spektrogramme: Über die mathematische Auswertung der Debye-Scherrerschen —, v. A. Johnsen u. O. Toeplitz 47
Scherrersche Röntgen-Spektrogramme: Über die mathematische Auswertung der Debye-—, v. A. Johnsen u. O. Toeplitz 47
Schlick, M., Raum und Zeit in der gegenwärtigen Physik. (B.) 56
Spektrogramme: Über die mathematische Auswertung der Debye-Scherrerschen Röntgen-—, v. A. Johnsen u. O. Toeplitz 47
Statistik: Diffusion und —, v. A. Podjed 39
β-Strahlen: Zur Theorie der Versuche von Kaufmann und Bucherer über —, v. R. Malmström 43
Thirring, H., Über die Wirkung rotierender ferner Massen in der Einsteinschen Gravitationstheorie . . 33
Toeplitz, O. u. A. Johnsen, Über die mathematische Auswertung der Debye-Scherrerschen Röntgen-Spektrogramme 47
Zeit: Raum und — in der gegenwärtigen Physik, v. M. Schlick. (B.) 56

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Allgemeine Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft.

Eine Einführung in die moderne Naturphilosophie von **Dr. Bernhard Bavink.** Mit 19 Figuren und 2 Tafeln. **Preis geh. 6 M., geb. M. 8.**— exkl. Teuerungszuschlag.

Siemens & Halske A.-G.
Wernerwerk · Siemensstadt bei Berlin



Röntgen-Einrichtung mit Glühkathoden-Röhre für Diagnostik

Glühkathoden-Röntgenröhre

der Siemens & Halske A.-G.

Strahlenhärte u. Röhrenstrom gleichzeitig und unabhängig voneinander regulierbar. Die Röhren sind **konstant** bei jeder Härte und jeder Belastung. (Vgl. Berl. Klin. Wochenschr. 1916, Nr. 12 u. 13.)

Vorführungen in unserm Ausstellungsraum

Berlin NW., Luisenstraße 58—59, Langenbeck-Virchow-Haus